

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

534.2+535

НОВОЕ В СВЕТОАКУСТИКЕ**Г. А. Аскарьян, А. В. Юркин**

(Институт общей физики АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	667
2. Транспортировка звука по следу светового луча	667
3. Светотермозвуковое обнаружение и исследование неоднородностей в прозрачных и мутных средах	671
4. Нелинейная интроскопия высокого разрешения — новые применения самофокусировки света и светофокусировки звука	673
4.1. Усиление светового отклика. 4.2. Усиление акустического отклика	
5. Управление спектром и амплитудой светотермозвука при изменении формы сечения светового луча или приближении к границе сред	677
6. Импульсное изменение вязкости сред и поглощения звука при воздействии на среду светового луча	679
7. Заключение	680
Список литературы	680

1. Введение. Первые эксперименты по исследованию взаимодействия лазерного излучения с жидкостью ¹ показали, что с появлением лазеров в светоакустике открылась новая эра развития. Новые возможности связаны не только с получением мощных, даже гидравлических, ультра-и гиперзвуковых импульсов ¹ при использовании мощных или хорошо фокусируемых лазерных лучей, но и с возможностью возбуждать звук дистанционно, бесконтактно, что связано с хорошей направленностью лазерного излучения.

В последнее время широким фронтом развиваются работы по лазерной светоакустике (см. обзоры ²⁻⁵). Именно возможности дистанционного возбуждения звука лучами лазера нашли широкое применение в гидроакустике, породили новый класс акустических антенн — светоакустических, создали новые виды анализа, интроскопии, локации.

Но, несмотря на большое количество работ, посвященных лазерной акустике, многие важнейшие исследования до сих пор не были проведены.

Данная работа является обзором последних работ авторов, посвященных новым исследованиям по светоакустике: транспортировке звука по лучу света ⁶, управлению спектром и амплитудой светотермозвука ⁷, светоиндуцированному изменению вязкости среды и поглощения звука ⁸, новым возможностям нелинейной светозвуковой интроскопии ⁹.

2. Транспортировка звука по следу светового луча. Обычно в наиболее практически интересных случаях звуковые лучи сильно расходятся, так как длина звуковой волны не может быть сделана слишком малой из-за сильного возрастания поглощения звука с увеличением частоты (классический пример $\alpha_s \sim f^2$). Например, в гидроакустике оптимальными частотами являются частоты 30—100 кГц, т. е. длины волн не меньше 1 см. Это соответствует углам дифракционной расходимости $\theta_D \sim \lambda_s/a \gtrsim 3 \cdot 10^{-2}$ рад, где

a — радиус луча. Аналогичная ситуаций возникает и для гиперзвука, рожденного в фокусе лазера; например, при ВРМБ длина волны звука мала, но мал и начальный размер-радиус фокального пятна.

Большая расходимость звука приводит к сильному ослаблению амплитуды с расстоянием. Можно ли ослабить расхождение звука?

Одна из возможностей — использовать самофокусировку звука, рассмотренную еще в ¹⁰ и экспериментально наблюдавшуюся в ¹¹ и позже в ¹². Однако она требует достаточно длительного воздействия мощного звука на среду. Это во многих случаях неудобно.

Однако в ¹⁰ было предложено также создавать звуководы следами световых лучей в средах. Этот случай комбинированных нелинейных взаимодействий и стал предметом экспериментального исследования ⁶.

Чтобы след светового луча образовал звуковод, необходимо, чтобы скорость звука внутри следа была меньше, чем по краям. Этого можно достичь двумя путями — уменьшая скорость звука на оси или увеличивая скорость звука на краях луча. Условие захвата звукового луча можно записать из условия рефракции (или условия полного внутреннего отражения) по аналогии с оптикой в виде $\theta_D^2 \sim \Delta n/n \approx \Delta c_s/c_s$.

Легко получить это условие, сопоставляя дифракционный угол θ_D , формирующийся на длине $L_F \approx a/\theta_D \sim a^2/\lambda$ (так называемая длина Френеля, на которой из-за дифракции заметно уширяется луч) с углом поворота краевого луча из-за различия скоростей света на краю и на оси луча $\theta_{\text{нл}} \sim (\Delta c/a) L/c$; приравнивая $\theta_{\text{нл}}$ и θ_D , сразу получим соотношение компенсации $\theta_D^2 \sim \Delta c_s/c_s$.

Какие процессы могут вызвать изменение скорости звука при прохождении мощного светового луча (например, в жидкости)? В первую очередь, два — это нагрев среды или образование пузырьков газа.

При нагреве изменение скорости звука $\Delta c_s \approx (dc_s/dT) \Delta T$ и для воды в широком диапазоне температур $dc_s/dT \approx 4-5$ м/с град > 0 , т. е. световой луч должен быть трубчатый. Изменение температуры $\Delta T \approx \alpha It/C_p$, где α — коэффициент объемного поглощения света (см^{-1}), I — плотность светового потока, t — время воздействия, C_p — теплоемкость см^3 среды.

Например, для типичных значений для нефокусированного луча неодимового лазера ГОС-1001 при $q \approx It \sim Q/S \approx 60$ Дж/см², $\alpha \approx 0,15$ см⁻¹, полной энергии излучения $Q \approx 10^3$ Дж и сечении $S \approx 15$ см² и $C_p \approx 4$ Дж/см³, получим $\Delta T \approx 2,5^\circ\text{C}$ и $\Delta n \sim 10^{-2}$, т. е. может быть схвачен дифракционный угол $\theta_D \approx 0,1$ рад. Однако указанные цифры соответствуют случаю поглощения света на длинах порядка 6 см. Если мы хотим увеличить масштабы наблюдаемых процессов, придется взять излучение, имеющее малое поглощение ($\alpha \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$ см⁻¹), что уменьшит изменения температуры и нелинейные скачки.

Однако при наличии взвешенных мелких частичек локальный нагрев поверхностей частичек и окружающих слоев воды может быть значителен:

$$\Delta T_{\text{лок}} \sim \frac{It}{C_p (\kappa t)^{1/2}} \sim \frac{I}{C_p} \left(\frac{t}{\kappa} \right)^{1/2} \gg \Delta T_{\text{усредн}},$$

где κ — коэффициент температуропроводности среды или частицы.

Эти локальные нагревы могут вызвать появление пузырьков из-за выделения растворенного газа из жидкости или частиц (растворимость уменьшается с увеличением температуры) или сублимации частичек, испарения воды и т. п.

При этом пузырьки могут жить достаточно долго не только из-за пересыщения при нагреве, но и из-за реальной газированности жидкостей.

Оказалось, что появление пузырьков может существенно повлиять на скорость звука. Действительно, скорость звука зависит от сжимаемости жидкости, а присутствие пузырьков может существенно ее изменить. Это изме-

пение связано с динамикой колебаний пузырьков. Каждый пузырек — резонансная система, собственная частота колебаний которой зависит от приведенной массы жидкости $m \sim \rho a^3$ и упругости газа, заключенного в пузырьке

$$K = \frac{\Delta F}{\Delta a} \sim a p_0 \cdot 3\gamma$$

(из условия $\rho a^3 v \approx \text{const}$ или

$$\frac{\Delta p}{\rho} \approx 3\gamma \frac{\Delta a}{a},$$

где Δa — амплитуда колебаний радиуса a) получим резонансную частоту пузырька

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K}{m} \right)^{1/2} \approx \frac{1}{2\pi a} \left(\frac{3\gamma p_0}{\rho} \right)^{1/2}.$$

Если частота звука меньше резонансной частоты пузырька, он колеблется квазистатически — сжимается при увеличении давления, т. е. сжимаемость жидкости резко увеличивается в присутствии пузырьков, и скорость звука уменьшается. Если частота звука выше резонанса, пузырьки колеблются в противофазе — расширяясь при увеличении давления, они тем самым увеличивают жесткость жидкости, и скорость звука увеличится.

Полная формула изменения скорости звука при появлении пузырьков наиболее проста без учета затухания колебаний пузырьков:

$$c_s^{-2} = c_{s0}^{-2} + \frac{Na}{\pi(f_r^2 - f^2)} \quad \Delta c_s = - \frac{aNc_s^3}{2\pi(f_r^2 - f^2)},$$

где a — средний радиус пузырьков, N — их концентрация, c_s — скорость звука, f — частота звуковых колебаний. Какая нелинейность будет решающей, определит плотность потока светового луча и состояние жидкости (загазованность, наличие взвесей и т. п.).

Нами впервые наблюдалось⁶ направленное распространение звука по следу светового луча, предложенное в¹⁰. Эксперименты были выполнены на неодимовом лазере, луч которого проходил в 50-литровый бак с водой (рис. 1). Лазер работал или в режиме свободной генерации (с энергией 300 Дж)

без и с поджатием луча телескопом, или в режиме гигантских импульсов при модуляции твердотельным пассивным затвором на LiF с F-центрами с энергией 10 Дж без поджатия луча.

Эксперимент (см. рис. 1) был проведен с помощью трубчатого луча лазера 1. Уменьшение интенсивности света вблизи оси создавалось шайбой диаметром 0,5 см, помещенной до входного окна бака с водой.

На оси луча помещался излучатель звука 3 и на расстоянии 35 см — приемник 4. Шайба 2 была акустически изолирована от бака.

В чистой воде в режиме свободной генерации лазера с поджатием луча телескопом была сразу получена подфокусировка звука в тепловом следе.

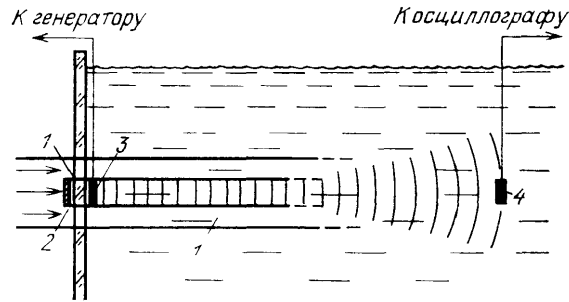


Рис. 1. Схема эксперимента по транспортировке звука по следу луча лазера. 1 — луч лазера; 2 — шайба; 3 — излучатель звука; 4 — приемник звука

Трубчатый луч нагревал воду на $\Delta T \approx Q_1/C\rho L_a \sim 10^0$ при плотности падающей энергии $Q_1 \approx Q/\pi (R_1^2 - R_2^2)$ в поджатом луче при $C\rho \approx 4$ Дж/см³ и глубине поглощения $L_a \approx 6$ см, что давало $\Delta c_s/c_s \approx 3 \cdot 10^{-2}$. Такое изменение показателя преломления звуковых волн Δn_s обеспечивало отражение звука внутрь для углов $\theta \sim (\Delta n_s)^{1/2} \approx 0,2$ рад. Угол дифракционной расходимости звукового луча $\theta_a \sim \lambda_s/d < 0,3$ рад, т. е. обеспечивались условия захвата звукового луча.

Поскольку приемник находился на расстоянии, в несколько раз превосходящем длину поглощения, поджатие звука обеспечивалось не на всей длине

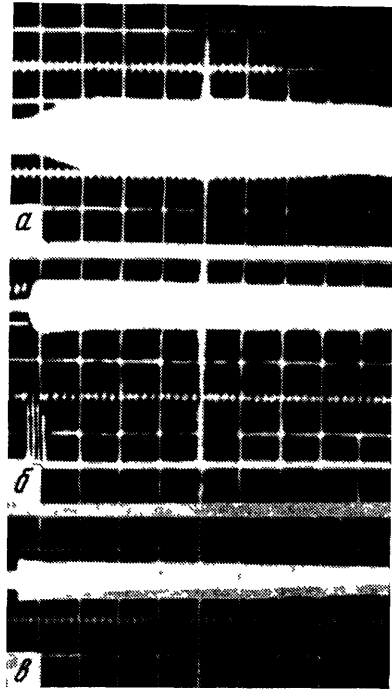


Рис. 2. Сигналы с пьезоприемника при транспортировке звука по следу лазерного луча. *a* — Начало усиления звукового поля (развертка 0,5 мс/дел). *б, в* — Подфокусировка пузырьковым следом лазерного луча в режиме гигантского импульса в среде со взвесями: *б* — начало усиления (развертка 1 мс/дел), нижняя развертка — лазерные импульсы; *в* — подфокусировка звука с частотой 60 кГц в свежей водопроводной воде (развертка 25 мс/дел). Запуск развертки до импульса лазера

трассы L . Без поджатия звукового луча его пятно на расстоянии L имело радиус $a \sim a_0 + \theta_D L$, при поджатии на части трассы L_1 радиус пятна $a_0 + \theta_D (L - L_1)$, таким образом, для малых начальных размеров амплитуда звука усиливалась в $L/(L - L_1)$ раз. В нашем случае при $L \approx 35$ см и $L_1 \approx 10$ см ожидалось усиление звука в 1,5 — 2 раза; эксперимент дал усиление амплитуды в два раза. На рис. 2 даны осциллограммы сигнала с пьезоприемника: *a* — для лазера в режиме свободной генерации с поджатием луча телескопом. Дано начало усиления (развертка 0,5 мс/дел) — длительность усиления доходила до 1 с, т. е. звукопроводящий след возникает быстро (за время лазерного импульса), а живет очень долго, пока конвекция не уберет его из звукового луча.

Для создания пузырькового следа луча использовался лазер в режиме гигантских импульсов. Неподжатый трубчатый луч проходил через воду, чуть замутненную взвесями, служащими центрами рождения пузырьков при импульсном локальном нагреве (малые размеры взвесей обеспечивались большим временем оседания в ~ 3 дня). Пузырьки могли вырасти за счет растворенного газа. Этот вид звуковода обеспечивал большие перепады акустических свойств, а требовал для создания малые погонные энергозатраты. Осциллограммы подфокусировки звука для этого случая даны на рис. 2*б* и *в*; рис. *б* — начало подфокусировки (развертка 1 мс/дел), *в* — длительное усиление (0,5 с). Отметим, что рабочим частотам $f \sim$ МГц соответствуют по

резонансу пузырьки размером в доли микрон, т. е., по-видимому, подфокусировка соответствовала увеличению скорости звука в следе ($f > f_0$). Но и в случае обратного знака изменения скорости возможно усиление из-за отражения на границе скачка, так как скачок нельзя считать плавным.

Способность жидкости выделять газ и сильное влияние этого на скорость звука позволили осуществить транспортировку и захват звука с частотами 60 кГц и большой расходимостью (см. рис. 2, в; развертка 25 мс/дел).

При перестановке пьезоэлементов наблюдалось усиление приема при создании светом термического приемного звуковода и концентратора у приемного датчика.

Наблюдаемые явления могут проявиться и быть использованы для управления распространением звукового потока не только в акустике, но и гиперакустике при вынужденном мандельштам — бриллюэновском рассеянии; формируя профиль световой интенсивности, можно вызвать расфокусировку или фокусировку гиперзвука, изменить длины взаимодействия света и звука, изменить нелинейные воздействия гиперзвука на среду.

3. Светотермозвуковое обнаружение и исследование неоднородности в прозрачных и мутных средах⁶. Обнаружение неоднородностей в средах по отражению света затруднено, когда неоднородности поглощают или не отражают свет или когда слой среды, в котором находится тело, мутный. В этом

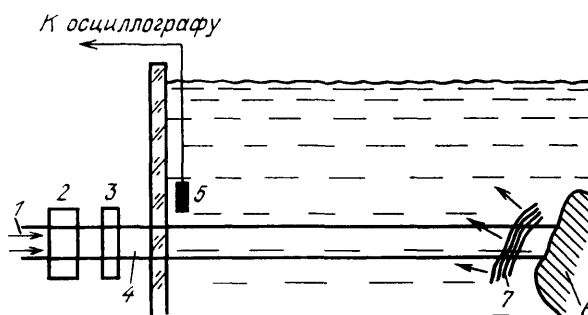


Рис. 3. Схема эксперимента по светоакустическому обнаружению тел. 1 — луч лазера; 2 — кристалл KDP; 3 — фильтр СЗ; 4 — зеленый луч; 5 — датчик; 6 — исследуемое тело; 7 — импульс звука

случае можно использовать светоакустику — лоцировать объект по звуковому импульсу, возникающему при поглощении света поверхностью тела или границей поглощающего слоя.

Была экспериментально исследована такая свето-звуковая интроскопия (горизонтальный вариант см. на рис. 3).

Лазер в режиме модулированной добротности давал импульсы в луче 1 с энергией 10 Дж, проходящие через кристалл KDP 2 и фильтр СЗ (3), отсекающий основную гармонику. Зеленый луч 4 проходил в бак с водой, в который были помещены темное металлическое или диэлектрическое тело 6 и пьезодатчик 5. По запаздыванию прихода к датчику звукового импульса 7 после лазерного определялось расстояние до тела. Природа звукового импульса могла быть связана с тепловым расширением, гажением или вскипанием жидкости у поверхности тела.

На рис. 4 даны осциллограммы лазерных импульсов (нижний луч) и сигналов с пьезоприемника (верхний луч), а — сигнал от черненого металлического цилиндра диаметром 10 см, находящегося на расстоянии 30 см (развертка 100 мкс/дел). Наблюдалось резкое увеличение сигнала при подфокусировке луча линзой. На рис. 4, б даны сигналы от резинового покрытия, находящегося на расстоянии 8 см (развертка 50 мкс/дел). Сигнал аномально большой, что может быть связано с большим поглощением, малой

температуропроводностью, шероховатостью поверхности или ее гажением при нагреве.

Наблюдались сигналы обнаружения неоднородностей в объеме и на поверхности плексигласа.

Светоакустическая интроскопия может быть осуществлена и в случае, когда объект находится в области среды, не прозрачной для света (например, в придонном слое ила, жидкого грунта и т. д.). Тогда на границе поглощения

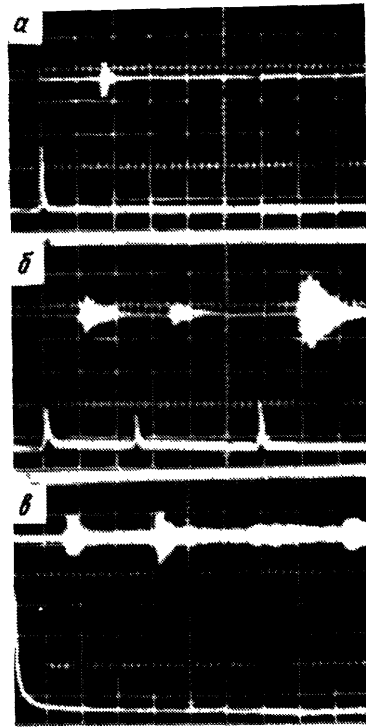


Рис. 4. Сигналы светоакустического обнаружения тел в средах в луче зеленого света: нижние развертки — лазерные импульсы, верхние — с пьезоприемника. *а* — Лоцирование объекта в воде гигантским лазерными импульсами (развертка 100 мкс/дел), объект — цилиндр из черного металла. *б* — Сигналы от резинового покрытия (развертка 50 мкс/дел). *в* — Сигналы при вертикальном воздействии луча на фронт придонного слоя ила, первый импульс от термозвука при поглощении света на границе слоя, второй — от звука, прошедшего внутрь слоя и отраженного от дна; $h_1 = 10$ см, $h_2 = 19$ см (развертка 50 мкс/дел)

света от светового импульса возникнут термозвуковые импульсы, распространяющиеся от и внутрь границы, например вверх и вниз (рис. 5). Импульс вверх придет с запаздыванием $t_1 = h_1/c_s$, где h_1 — глубина границы поглощения.

Импульс, идущий вниз, отразится от дна или объекта и придет с запаздыванием $t_2 = [h_1 + 2(h_2 - h_1)]/c_s = (2h_2 - h_1)/c_s$, где h_2 — искомая полная глубина дна или залегания неоднородности. Зная t_1 и t_2 , можно прямо определить $h_2 = (1/2)(t_1 + t_2)/c_s$ для любых h_1 .

В эксперименте зеленый луч лазера падал сверху на поверхность воды в бак, вблизи дна которого в слое толщиной 9 см вода была замутнена поглощающими свет зоями. Глубина фронта поглощения $h_1 \approx 10$ см, идущий вверх термозвук от фронта поглощения давал первый импульс (рис. 5), идущий вниз звук шел по замутненному слою, отражался от дна, шел вверх и давал второй импульс. Величина h_2 оказалась весьма близка к полной глубине воды (см. рис. 4, *в*). Аналогично выявлялись объекты, помещенные в замутненный слой.

Эти исследования могут быть использованы для светозвуковой интроскопии, лоцирования неоднородностей в жидких, твердых и газообразных средах, для контроля однородности сред, для создания светозвукового микроскопа или светозвуковых голографических систем.

Интересно отметить, что расхождение звукового отклика может быть уменьшено и он может пойти назад направленно, если использовать ини-

цирующий луч с достаточной энергией для создания звуковода, обеспечивающего обратную транспортировку звука.

Мы коснулись лишь одной из возможностей нелинейной интроскопии, к которой переходим далее.

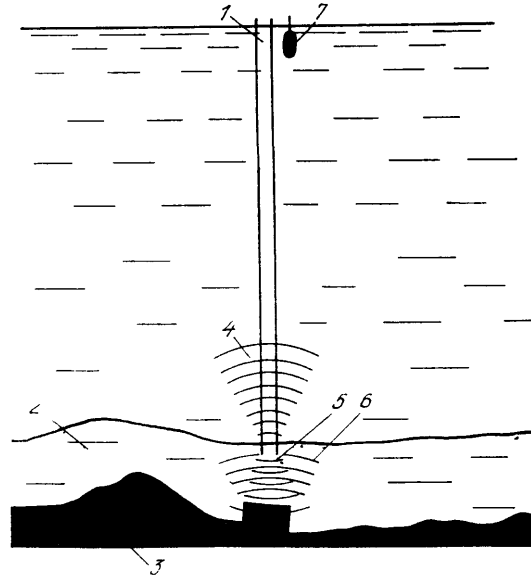


Рис 5 Обнаружение неоднородностей в придонном слое ила; 1 — луч лазера, 2 — придонный слой ила (граница поглощения света), 3 — дно, 4 — импульс термозвука от границы поглощения, распространяющийся вверх, 5 — импульс, распространяющийся вниз, 6 — импульс, отраженный от неоднородности или дна, 7 — приемник звука

4. Нелинейная интроскопия высокого разрешения—новые применения самофокусировки света и светофокусировки звука⁹. При регистрации, обнаружении и исследовании объектов с помощью светового луча обычно используется световой или звуковой отклик, рождающийся тогда, когда объект попадает в пятно луча. При этом можно оценить расстояние до объекта (по запаздыванию отклика), положение объекта (по факту попадания его в пятно луча), его размеры и скорость (по времени его прохождения пятна), структуру объекта (по регистрации изображения).

В данной работе исследованы возможности использования самофокусировки (см. обзор¹³) для увеличения разрешения и эффективности интроскопии.

Известно, что самофокусировка вызывает сжатие светового луча, а увеличение интенсивности света, действующего на объект, приведет к усилению светового и звукового отклика. Сжатие луча приведет также к увеличению разрешения положения объекта. Есть и третье, весьма существенное обстоятельство, которое может значительно улучшить транспортировку отклика назад и улучшить направленность отражения.

Дело в том, что световой луч при самофокусировке изменяет свойства среды, причем это изменение может существовать достаточно долго и быть использовано для транспортировки назад отклика.

Для керровской ориентационной нелинейности инерционность создания мала (минимальная $< 10^{-11}$ с) и световод существует в течение длительности гигантского импульса ($\approx 3 \cdot 10^{-8}$ с) на длинах $L \approx 10^3$ см, для стрикционной нелинейности инерционность создания и длительность существования определяются так называемым звуковым временем $t_s > a/c_s \approx 10^{-6}$ с для радиуса луча $a > 0,1$ см и скорости звука $c_s \approx 10^5$ см/с, т.е. на длинах светового отклика $L \approx 3 \cdot 10^4$ см. В случае тепловой самофокусировки световод может жить очень долго из-за медленности процесса сброса тепла.

Независимо от времени существования волновода, обеспечивающего направленное обратное распространение, во всех случаях обратный отклик

усиливается из-за увеличения интенсивности при сжатии луча. Темп сжатия для быстрой нелинейности можно оценить, используя безабберационное уравнение нелинейной рефракции: $a''_{zz} \approx A/a^3$, где $A \approx [(\lambda^2/2\pi) - n_2 E_0^2 a_0^2]$, т. е. получим после двукратного интегрирования $a(z) \approx a_0 [1 - (z^2/L_f^2)]$, где $L_f \approx a_0/A^{1/2}$. При этом нарастание интенсивности $I(z) \approx P/\pi a^2(z)$ может быть значительным и привести не только к линейному увеличению отклика, но и к нелинейному, например, из-за увеличения эффективности генерации термовзвук на поверхности объекта.

Было проведено экспериментальное исследование усиления отклика и увеличения эффективности интроскопии. Для лучей небольшой мощности в жидкостях существенна тепловая рефракция, которая дает самофокусировку в случае луча с приосевой уменьшенной интенсивностью (так называемая «банановая» самофокусировка трубчатых лучей¹⁴). В этом случае расстояние до фокуса $L_f \approx d/2\theta_{нл}$, где $\theta_{нл} \sim (n'_T \Delta T)^{1/2} \approx (n'_T \alpha I t)^{1/2} / C_p$, здесь

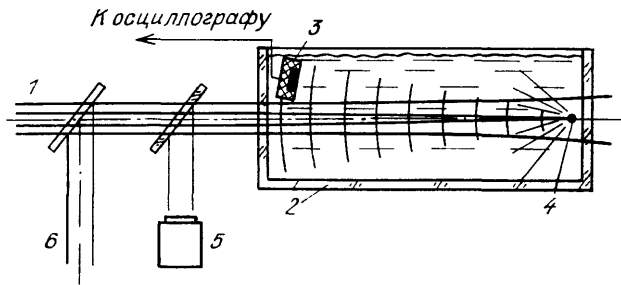


Рис. 6. Схема эксперимента по нелинейной интроскопии высокого разрешения. 1 — трубчатый луч лазера; 2 — кювета с водой; 3 — пьезо- или фотодатчик; 4 — металлический шарик; 5 — фотоэлемент ФК, или фотоумножитель, или фотоаппарат; 6 — луч подсветки от газового лазера

n'_T — производная показателя преломления по температуре, ΔT — изменение температуры при нагреве, α — коэффициент поглощения, $I t$ — плотность энергии света, C_p — объемная теплоемкость, d — диаметр внутреннего пятна.

Схема эксперимента дана на рис. 6. Трубчатый лазерный луч 1, получаемый из обычного, пропускаемого через стеклянную пластинку с малым экраном на оси, проходил в кювету 2 длиной от 10 до 25 см, заполненную жидкостью (вода, спирт). Регистрируемое тело — шарик диаметром 1 мм (4) — было помещено вблизи оси луча на расстоянии, близком к длине фокусировки. Звуковой или световой отклик регистрировался звуковым или световым датчиком (3) и фотоприемником или фотоаппаратом 5.

В эксперименте использовался неодимовый лазер, излучение которого заметно поглощалось водой ($\alpha \approx 0,15 \text{ см}^{-1}$), поэтому световой отклик регистрировался по отражению и рассеянию от тела либо основной гармоники (с помощью приемника, чувствительного к ИК излучению, ФК, ФЭУ), либо второй гармоники, либо подкрашивающего излучения 6, например излучения непрерывного гелий-неонового лазера мощностью несколько мВт, вводимого в систему при отражении от наклонной пластинки. В случае, когда объект находился на расстоянии, гораздо большем длины поглощения основного, нагревающего излучения, это соответствовало образованию нелинейной линзы вблизи входа в жидкость или вблизи ее поверхности (при падении сверху). Эта линза не только фокусировала подкрашивающее излучение, но и выполаживала в параллельный луч рассеяние, что облегчало дистанционный прием на расстоянии.

В эксперименте использовались лазеры двух типов.

1. Неодимовый лазер на базе ЛТИПЧ с кристаллом ГСГТ с частотой посылок 25 Гц давал в модулированном режиме пачки по 20 пичков с интервалом 20 мкс между пичками с полной средней мощностью 2–3 Вт.

Внешний диаметр луча на входе в воду составлял 5 мм. Диаметр провала интенсивности — 2,5 мм. Этот лазер позволял быстро набирать сведения об отклике для разных положений объекта, но длительность цугов была ограничена временем развития конвекции (~1 с).

2. Неодимовый лазер на базе ГОС-1001 с лучом такого же малого диаметра 5 мм при четырехкратном прохождении активного элемента давал в течение 1,5 мс до 50 пичков с энергией 0,1 Дж каждый с интервалом 30 мкс между пичками и полной энергией до 5 Дж. Во время импульса этого лазера конвекционные искажения были пренебрежимо малы, а импульсы следовали через большие интервалы (8 мин).

4.1. Усиление светового отклика. Наблюдалось усиление отклика — рассеяния излучения гелий-неонового лазера от тела — металлического шарика при самофокусировке излучения основного лазера

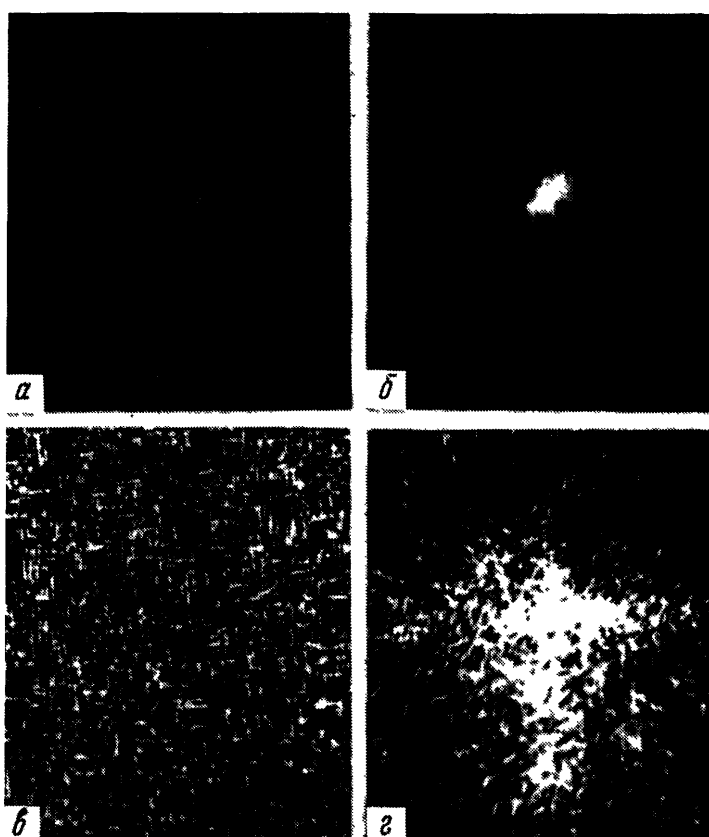


Рис. 7. Усиление светового отклика при самофокусировке. Изображение дано в луче гелий-неонового лазера, подсвечивающего след основного невидимого луча. *а* — Слабо видимое изображение шарика; основной луч либо выключен, либо сделан сплошным для устранения самофокусировки. *б* — Основной луч трубчатый: есть самофокусировка, яркость изображения резко возросла; съемка фотоаппаратом с наводкой на объект. *в, з* — То же для изображения, нанесенного на объект; видно проявление структуры изображения при самофокусировке. Съемка сразу на пленку без объектива. Основной лазер — на базе ГОС-1001 (тип 2 по описанию). Съемка через 1 с после вспышки лазера. Экспозиция 1/30 с. Пленка КН-4

типа 2. На рис. 7, *а* — изображение объекта без самофокусировки (луч 1 отключен или без вырубки на оси), на рис. 7, *б* — яркое изображение при самофокусировке основного луча. Съемка на пленку КН-4 через одну секунду после выстрела, экспозиция 1/30 с. Фотоаппарат 5 (см. рис. 6) наводился

на объект. Аналогичное усиление, но меньшее по величине, наблюдалось при фотографировании под углом к оси падения.

На рис. 7, в и г показано усиление изображения креста на объекте при самофокусировке. Съемка на открытую пленку аппарата 5 со снятым объективом. Так впервые через след самофокусировки передано изображение.

Было исследовано усиление оптического отклика во времени с помощью фотоприемников ФК и ФЭУ. Эти приемники фиксировали усиление отклика прямо для основной гармоники. Было наблюденo усиление отражения в несколько раз к моменту появления яркого пятна на объекте. Никакого нелинейного рассеяния без тела не наблюдалось.

4.2. Усиление акустического отклика. С помощью пьезоприемника зарегистрировано усиление термовзвучковых импульсов, возникающих от черненного шарика при самофокусировке основного луча.

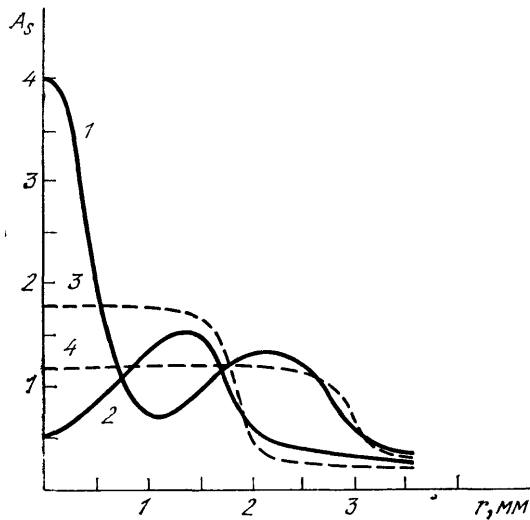


Рис. 8. Изменение звукового отклика в зависимости от радиуса (положения тела) от оси для разных случаев и стадий нелинейности. 1 — сигналы после формирования самофокусировки (времена 1 с); 2 — до формирования нелинейности (малые времена); 3 — сигналы в пятне вначале однородного (без вырубки) луча, до нелинейных влияний; 4 — в пятне саморасфокусировавшегося, вначале однородного (без вырубки) луча. Отклики сняты в цуге импульсов лазера 1 на базе ЛТИПЧ до развития конвекции ($t < 1$ с). Видно резкое увеличение амплитуды и разрешающей способности при самофокусировке

Для случая лазера 1 исследовано распределение звукового отклика для разных положений объекта относительно оси луча для различных времен, характеризующих разные стадии нелинейности.

На рис. 8 дано распределение акустического отклика. Кривая 1 соответствует моментам времени, при которых сформировалась тепловая самофокусировка. Кривая 2 соответствует начальным моментам времени, когда луч в среде еще трубчатый. Кривая 3 соответствует этим же начальным моментам времени для луча без вырубки и кривая 4 соответствует моментам времени, когда сплошной луч саморасфокусировался. Видно, что самофокусировка при неизменной амплитуде падающих лазерных импульсов не только увеличивает амплитуду звуковых импульсов, но и резко увеличивает четкость выявления тела, соизмеримую с размерами приемного датчика (это показывает, что есть, по-видимому, запас для увеличения четкости). При этом положение фокуса, определяемое по максимальному отклику, можно было сопоставить с расстоянием, определяемым по запаздыванию прихода.

Оценим энергозатраты, необходимые для нелинейной интроскопии. Для простоты предположим, что размеры луча удерживаются на начальном уровне.

В случае стрикционной самофокусировки необходима мощность $P_{кр} \approx \lambda^2 \pi^2 c / n_2$ (из условия $\theta_D^2 \sim (\lambda / 2a_0)^2 \approx n_2 E_0^2$) и она должна существовать по крайней мере звуковое время $t_s < a_0 / c_s$, необходимое для установления уплотнения, поэтому энергия $\mathcal{E} \approx P_{кр} t_s \approx \lambda^2 \pi^2 c a / n_2 c_s$, где для стрикции

$n_2 \approx \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)^2 (1/c_s^2) (\rho/2\pi) \approx 10^{-12}$ CGSE или для интересующих нас сред $P_{кр} \sim$ МВт и $\epsilon_{кр} \approx 10$ Дж.

Для керровской нелинейности $n_2 \approx 10^{-11}$ абс ед. для ориентационного керр-эффекта и $n_2 \approx 10^{-14}$ CGSE для электронного керр-эффекта, но времена могут быть гораздо меньше, т.е. необходимые энергии малы ($t/n_2 \ll t_s/n_{2стрик}$).

В случае средних мощностей для тепловой банановой самофокусировки $\theta^2 \sim \Delta n \approx n'_T q / C\rho$, где q_1 — погонное энерговыделение. Поэтому полная энергия $Q \approx q_1 L \approx \pi a^2 \theta^2 C\rho L / n'_T \approx 4 \cdot 10^{-2}$ Дж при $\theta \approx 10^{-4}$ рад, $C\rho \approx 4$ Дж/см³ град, $n'_T \approx 10^{-4}$ град⁻¹, $L \approx 1$ м и $\pi a^2 \sim$ см².

Для низкоэнергетических лазеров особенно интересны проявления рассматриваемых нелинейных процессов не только в средах с гигантской нелинейностью¹⁵, но и в обычных средах¹⁶.

Возможно уменьшение расхода энергии путем многократного использования лучами малой мощности тепловых следов, образованных лучами достаточной мощности. Это особенно выгодно в условиях малой конвекции — малое изменение плотности от температуры ($\frac{\partial \rho}{\partial T} \rightarrow 0$), например, пресная вода при температуре, близкой в 4°, или соленая при 0° С, жидкость с большей вязкостью, в невесомости, твердое тело и т. д., так как тепловое рассасывание следа достаточно медленно. Все это облегчает реализацию рассмотренной нелинейной интроскопии высокого разрешения.

5. Управление спектром и амплитудой светотермозвука при изменении формы сечения светового луча или приближении к границе сред⁷. В последнее время исследования по светотермоакустике превратились в целую область акустики, и им посвящены обзоры²⁻⁴ и монографии⁵. Однако важный вопрос об управлении спектром и амплитудой звукового импульса до сих пор не исследован достаточно полно.

В то же время этот вопрос весьма важен практически, так как может существенно улучшить прием звуковых колебаний.

Обычно световой луч имеет плавное распределение интенсивности по радиусу, особенно на больших расстояниях, когда дифракция и рассеяние сглаживают радиальные распределения луча. Однако на расстояниях, на которых световой луч сохраняет характер профиля распределения до расплывания из-за дифракции можно существенно изменить звуковой импульс, особенно в ближней звуковой зоне. Характерная длительность термозвукового импульса при кратковременном энерговыделении $t_s \sim a/c_s$, где a — радиус луча. Оказалось, что для резких границ луча можно получить более короткие импульсы звука большей амплитуды.

Схема эксперимента дана на рис. 9, а. Луч 1 неодимового лазера давал гигантский импульс с энергией 5 Дж и длительностью 30 нс. Для выравнивания распределения и сглаживания краев распределения интенсивности луч пропусклся через матовую пластинку 2, расположенную на расстоянии 8 см от стеклянного окна 4 бака 5 с водой. На этом расстоянии матовая пластинка ослабляла плотность потока на оси в 5 раз и сглаживала краевые спады до ширины спада $\delta \approx 1,5$ см. Средний угол уширения луча был 0,2 рад. Для подрубки сечения луча использовались либо прямой, либо изогнутый нож 3, либо кольцо, помещаемые перед окном, либо прозрачный вкладыш (блок стекла), помещаемый в воду (рис. 10) на пути части луча, либо свободная поверхность.

В воду был помещен на расстоянии 6 см над осью луча нерезонансный пьезоприемник 6, насаженный на длинный акустически согласованный стержень (латунь) с чувствительностью 0,2 В/атм, сигнал от которого шел на запоминающий осциллограф 8. Датчик был отделен от стенки бака звукопоглощающей прокладкой 7 и защищен от рассеянного света металлизированной лавсановой фольгой.

На сводном рис. 10 показаны: столбец *I* — формы сечения луча, столбец *II* — их поперечные распределения интенсивности, столбец *III* — осциллограммы соответствующих светотермозвуковых импульсов: рис. *a* соответствует лучу с плавным, близким к гауссовому распределению. Он дает импульс звука малой амплитуды с плавным фронтом, рис. *б* — соответствует лучу с круглой подрубкой (при пропускании луча через отверстие меньшего радиуса). Видно укорачивание импульса и возрастание амплитуды

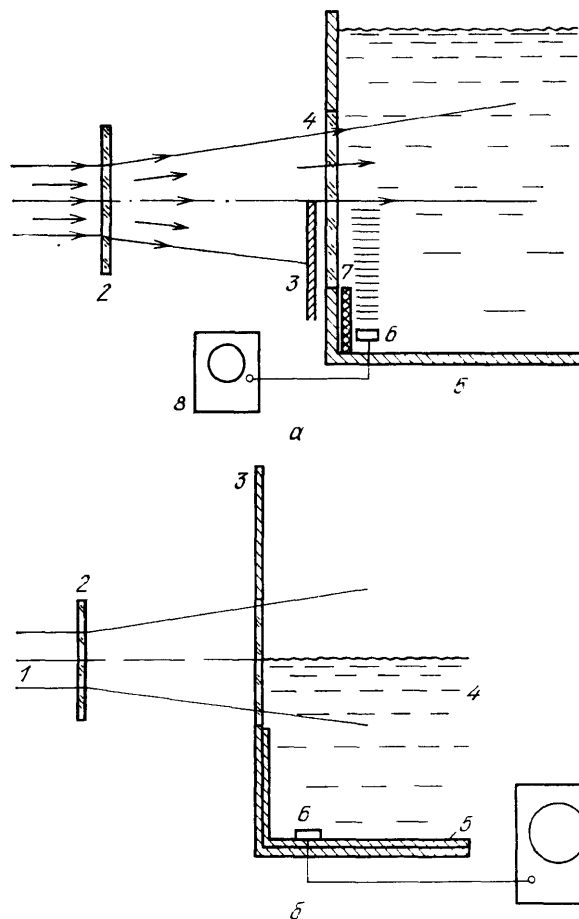


Рис. 9. Схема эксперимента по управлению термозвуковым импульсом подбором формы сечения луча. *a* — Радиальная подрубка сечения луча ножами различных форм: слева → — луч лазера; 2 — матовая пластинка; 3 — нож; 4 — входное окно; 5 — бак; 6 — пьезодатчик; 7 — звукоизолирующая прокладка; 8 — осциллограф. *б* — Полузаотпленный луч: 1 — луч лазера; 2 — матовая пластинка; 3 — бак; 4 — уровень воды; 5 — звукоизолирующая прокладка; 6 — пьезодатчик

в 2—3 раза; на рис. *в* луч с подрубкой ножом снизу со стороны датчика. Импульс увеличился в 4—5 раз и стал более резким; рис. *г* — случай подрубки искривленным круглым ножом, позволяющий фокусировать звук на приемнике: удалось подфокусировать звук в 10 раз; рис. *д* — случай нахождения в плавно спадающем луче резкой границы среды с другими термозвуковыми или звуковыми свойствами.

Последний случай представляет большой интерес для практики, когда луч света, вызывающий звуковые импульсы, имеет плавное распределение (обычная ситуация на достаточно больших расстояниях от источника света). Наличие резкой границы среды — например, поверхности воды в случае полузаотпленного луча (см. рис. 9, *б*) — может резко увеличить амплитуду и эффективную частоту термозвукового импульса. Этот случай был подробно исследован экспериментально (см. рис. 10, *е*) (во всех случаях датчик был расположен снизу).

Аналогичные эффекты должны иметь место и для звука, возбуждаемого пучками заряженных частиц, инжестированных или рожденных в среде от

потоков проникающей радиации,— гамма-пучков, мюонов, нейтрино и т. п. 4,17-23.

Наблюдаемое увеличение амплитуды и укорочение длительности импульсов звука можно объяснить возрастанием резкости краевых процессов рывка среды на границе луча меньшей расходимости звука (при плоской подрубке) или сходимостью звука (при подрубке круглой). Более подробные объяснения приведены в 7.

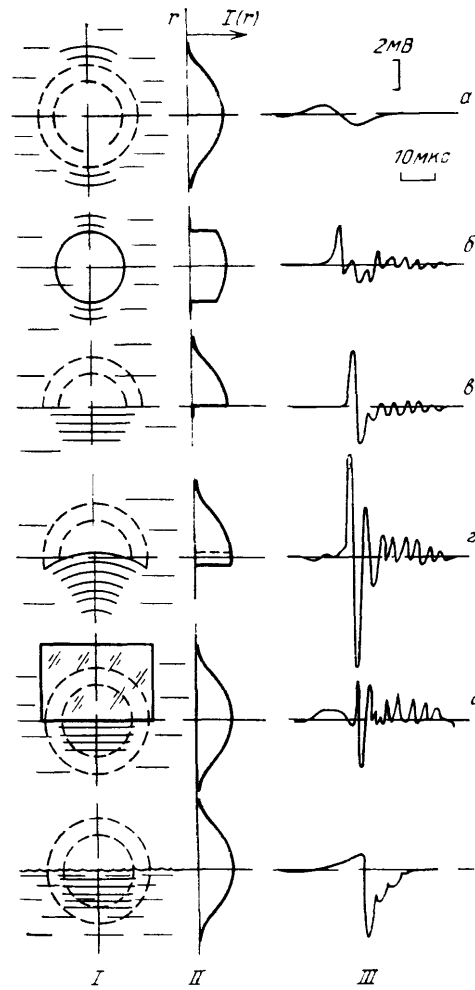


Рис. 10. Формы сечения луча (I), распределение интенсивности $I(r)$ (II) и осциллограммы термосвуковых импульсов (III) для плавного распределения (a), круглого подрубленного (б), плоско подрубленного (в), изогнутого подрубленного (г), касающегося поверхности (д) и полузагиперболического (е)

Приведенные результаты могут быть использованы не только в гидроакустике, но и для фотоакустического анализа: при малых измеряемых коэффициентах поглощения исследуемых сред амплитуда светотермосвука может быть очень малой и трудно регистрируемой и еще более трудно измеряемой. Возможности увеличения амплитуды звука в области регистрирующего датчика весьма полезны для расширения границ измеряемых коэффициентов поглощения.

6. Импульсное изменение вязкости сред и поглощения звука при воздействии на среду светового луча⁸. Было обнаружено еще одно влияние света на прохождение звука — акустическое просветление среды при световом воздействии.

Схема модельного эксперимента весьма проста. В жидкость с большим поглощением звука (охлажденный в холодильнике глицерин) помещались

две стеклянные призмы с коэффициентом преломления, весьма близким к коэффициенту преломления жидкости. Через них почти прямо проходил луч света лазера, импульсно нагревал глицерин и уменьшал поглощение звука. Звук отражался от одной призмы, попадал на трассу луча света и уходил из трассы другой призмой (рис. 11).

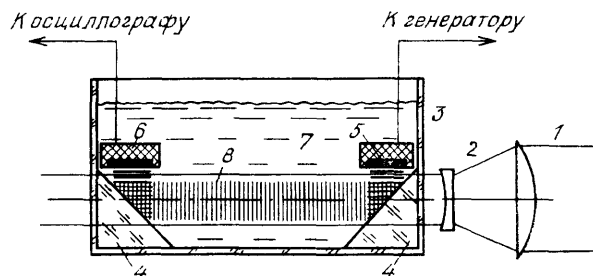


Рис. 11. Схема эксперимента по акустическому просветлению сред в лучах лазера. 1 — луч лазера; 2 — телескоп; 3 — кювета; 4 — призмы; 5 — излучатель звука; 6 — приемник ультразвука; 7 — глицерин; 8 — лучи света и ультразвука

На рис. 12 показан сигнал с датчика, регистрирующего увеличение прохождения звука в 6 раз.

Такие системы могут быть использованы как затворы, пропускающие звук (ср. прерывание звука при образовании паро-газопленки на поверхности воздействием лазерного излучения или импульсным электролизом²⁴⁻²⁶).

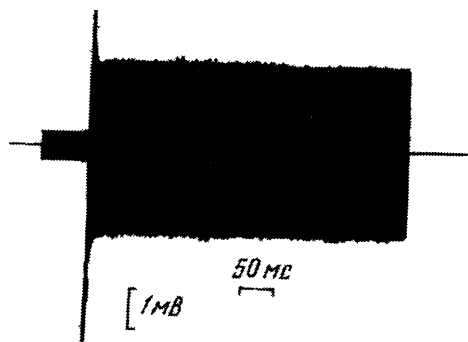


Рис. 12. Акустическое просветление среды в лазерном луче в импульсе свободной генерации. Регушированная осциллограмма с приемника звука

Светоиндуцированное акустическое просветление может быть гораздо более быстрым и эффективным, чем самопросветление мощных звуковых пучков^{11,27}.

Существенное проявление этого эффекта просветления может быть для больших частот (обычно поглощение звука $\alpha \sim f^2$) на длинах трассы, для которых заметно меняется показатель $\alpha(f) L$ при световом нагреве.

7. Заключение. Приведенные исследования показывают, сколь разнообразен и неисчерпаем мир светоакустических взаимодействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ¹ Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П. //ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 2180.
- ² Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. //Акуст. ж. 1973. Т. 19. С. 305.
- ³ Лямшев Л. М. //УФН. 1981. Т. 135. С. 637.
- ⁴ Радиационная акустика: Сб. статей/Под ред. Л. М. Лямшева.— М.: Наука, 1987.
- ⁵ Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И. Нелинейная гидроакустика.— Л.: Судостроение. 1981.
- ⁶ Аскарьян Г. А., Юркин А. В. //Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 175.

- ⁷ Аскарьян Г. А., Юркин А. В.//Акуст. ж. 1987. Т. 33. С. 370.
- ⁸ Аскарьян Г. А., Юркин А. В.//Ibidem. С. 1121.
- ⁹ Аскарьян Г. А., Юркин А. В.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 494.
- ¹⁰ Аскарьян Г. А.//Ibidem. 1966. Т. 4. С. 144.
- ¹¹ Ассман В. А., Бункин Ф. В., Верник А. В., Ляхов Г. А., Шипилов К. Ф.//Ibidem. 1985. Т. 41. С. 148.
- ¹² Андреев В. Г., Карабутова А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А.//Ibidem. С. 381.
- ¹³ Аскарьян Г. А.//УФН. 1972. Т. 107. С. 507; 1973. Т. 111. С. 249.
- ¹⁴ Аскарьян Г. А., Студенов В. Б.//Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 113.
- ¹⁵ Зельдович Б. Я., Сухов А. В., Пилипецкий Н. Ф.//КЭ. 1983. Т. 10. С. 1022.
- ¹⁶ Аскарьян Г. А., Лерман А. А., Мухамеджанов М. А.//КЭ. 1987. Т. 14. С. 2045.
- ¹⁷ Аскарьян Г. А., Мхеидзе Г. П., Савин А. А.//Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 1465.
- ¹⁸ Аскарьян Г. А., Тарасова Н. М.//Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 277.
- ¹⁹ Аскарьян Г. А.//АЭ. 1957. Т. 3, № 8, С. 152.
- ²⁰ Аскарьян Г. А., Долгошейн Б. А.//Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 25. С. 232.
- ²¹ Askar'jan G. A., Dolgoshein B. A., Kalinovskiy A. N., Mokhov A. V.//Nucl. Instrum. and Meth. 1979. V. 164. P. 267.
- ²² De Rujula A., Glashow S. L., Wilson R., Charpak G.//Phys. Rep. 1983. V. 99. P. 341.
- ²³ Аскарьян Г. А.//УФН. 1984. Т. 144. С. 523.
- ²⁴ Аскарьян Г. А., Рахманина Т. Г.//ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 1199.
- ²⁵ Аскарьян Г. А., Гольц Э. Я., Рахманина Т. Г.//ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1072.
- ²⁶ Аскарьян Г. А., Большаков Е. Ф., Гольц Э. Я., Логвиненко В. П.//ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1154.
- ²⁷ Ассман В. А., Шипилов К. Ф.//Акуст. ж. 1986. Т. 32. С. 754.